// PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 22. 2. März 1901. 2. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
M. Abraham, Funkentelegraphie und Elektrodynamik. S. 329.
A. Wehnelt, Über Stromverteilung an Kathoden von Entladungsröhren. S. 334.
E. Ruhmer, Neue Sende- und Empfangsanordnung für drahtlose Telephonie. S. 339.
E. Wiedemann, Nachtrag. S. 340.
Zusammenfassende Bearbeitungen:
M. Kämpfer, Das Magnalium. S. 340.
Besprechungen:
C. Liebenow, Die atmosphärische Elektrizität, ihre Verteilung und wahrscheinlichen Ursachen. S. 343.
Briefkasten. S. 344.
Personalien. S. 344.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Funkentelegraphie und Elektrodynamik.

Von M. Abraham.

Als Heinrich Hertz die Eigenschaft des elektrischen Funkens entdeckte, sehr schnelle elektrische Oszillationen auszulösen, da verfolgte er das Ziel, zwischen den verschiedenen, damals aufgestellten elektrodynamischen Theorien zu entscheiden. Seine Versuche bestätigten in überzeugender Weise die Maxwell'sche Theorie; sie zeigten, dass die elektrischen Wellen mit Lichtgeschwindigkeit in den Äther hinaus eilen, dass sie, wie es Maxwell behauptete, von den Lichtwellen sich nur durch die grössere Wellenlänge unterscheiden.

Ein telegraphischer Verkehr mittelst Hertzscher Wellen auf grössere Entfernungen hin, die sogenannte „Funkentelegraphie", wurde zuerst von Herrn Marconi ins Werk gesetzt. Hierbei erwiesen sich verschiedene Modifikationen der bei Laboratoriumsversuchen üblichen Anordnung als zweckmässig. Man brachte am Erreger einen vertikalen Draht an; von diesem Sendedrahte strahlen die Wellen nach allen Seiten in den Äther hinaus, und tragen die telegraphischen Signale zur Empfangsstation. Hier befindet sich ein ähnlicher Draht, der die Wellen auffängt; die Widerstandsänderung eines Kohärers dient als Reagens auf die elektrischen Oszillationen des Empfangsdrahtes.

Neuerdings gelang es den Herren Professor Slaby und Graf Arco,[1]) einen Fortschritt der Funkentelegraphie dadurch zu erzielen, dass sie Sendedraht und Empfangsdraht aufeinander abstimmten. Dass eine solche Abstimmung möglich ist, lässt auf regelmässige Schwingungen von bestimmter Frequenz in den Drähten schliessen. Alsdann hängt, wie die akustische Analogie nahe legt und Experimente über die elektrische Resonanz bestätigt haben, die Stärke des Mitschwingens des Empfangsdrahtes wesentlich von den Perioden und Dämpfungsdekrementen der Eigenschwingungen der beiden Drähte ab. Ist die Dämpfung des Gebers stark, die des Empfängers gering, so schwingt der Empfänger in der Frequenz seiner Eigenschwingungen, welches auch die Frequenz des Gebers sein möge; ist umgekehrt die Dämpfung des Empfängers gross gegen die des Gebers, so schwingt der Empfänger in der Frequenz der einfallenden Wellen. Will man eine möglichst reine Abstimmung erzielen, so wird man nicht nur die Perioden der beiden Apparate in Übereinstimmung zu bringen, sondern auch die Dämpfung herabzumindern suchen.

Welche Umstände sind nun für die Dämpfung der elektrischen Schwingungen maassgebend? Bei Wechselströmen geringer Frequenz ist es hauptsächlich der Leitungswiderstand der Drähte, bei den hohen Frequenzen aber, die bei der Funkentelegraphie verwandt werden, kommt nicht minder die Dämpfung durch Ausstrahlung in Betracht. Die Wellen, die als Träger der telegraphischen Signale dienen, führen eine bestimmte Energie mit sich; diese wird den Schwingungen des Sendedrahtes entzogen, deren Amplituden dadurch mehr und mehr abnehmen. Die Dämpfung durch Ausstrahlung ist demnach bei der Funkentelegraphie unvermeidlich.

Die Methoden der theoretischen Elektrodynamik gestatten es, die verschiedenen dämpfenden Einflüsse abzuschätzen. Sie bestimmen die Verteilung des Stromes längs der Drähte, die Ausbreitung der Wellen im Äther, die ausgestrahlte, und die im Leiter dissipierte Energie.

Die erste Frage ist: Wie pflanzen sich elektrische Wellen längs eines Leitungsdrahtes fort, welche Wirkung übt das freie Ende aus? Die Gesetze der Fortpflanzung elektrischer Störungen längs eines unbegrenzten, gut leitenden Drahtes stimmen formal überein mit den bekannten Bewegungsgesetzen des gespannten Drahtes. Dennoch ist die physikalische Natur der beiden Erscheinun-

1) Elektrot. Ztschr. 1901, Heft 2; vgl. auch diese Zeitschr. 2, 270, 1901.

gen eine wesentlich verschiedene. Denn bei der mechanischen Welle ist der Sitz der Schwingungsenergie der Draht selbst, bei der elektrischen ist es der umgebende Äther. Der Draht dient hier nur zur Fortleitung der Wellen; der elektrische Strom beschränkt sich auf die äusserste Grenzschicht des Leiters, dessen Inneres gegen elektrische und magnetische Kräfte schirmend. Was geschieht nun, wenn die Welle am freien Ende F des Drahtes (s. Figur 1) anlangt? Bei

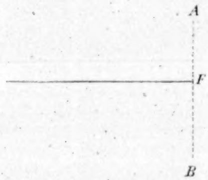

Fig. 1.

der mechanischen Schwingung findet vollständige Reflexion statt. Wird auch die elektrische Welle am freien Ende einfach reflektiert? Zunächst könnte man dieses für ausgeschlossen halten. Pflanzen sich doch die Wellen über AFB hinaus in den Äther fort. Wie beeinflusst dieser Umstand den Schwingungsvorgang?

Der Verfasser hat sich in zwei Arbeiten bemüht, die Vorgänge im Felde eines frei endigenden Leitungsdrahtes vom Standpunkte der Maxwell'schen Theorie aus aufzuklären. Die erste Arbeit[1]) behandelt die Eigenschwingungen eines Drahtes von endlicher Länge, während die zweite[2]) die erzwungenen Schwingungen eines einseitig begrenzten Drahtes genauer verfolgt und die Übereinstimmung der Theorie mit den vorliegenden Beobachtungen nachweist. Es ergab sich, dass die Annahme vollständiger Reflexion am freien Ende angenähert erfüllt ist. Die störende Wirkung des freien Endes besteht im wesentlichen in einer geringen Verzerrung der Wellen[3]). Haben die Wellen eine bestimmte Frequenz, so bilden sich stehende Schwingungen aus, mit einem Knoten des Stromes im freien Ende. Im Abstande von je einer halben Wellenlänge folgt ein neuer Knoten des Stromes; die Verschiebung der Knotenlagen in der Nähe des freien Endes ist eine minimale[4]). Schneidet man den Draht noch an einer zweiten Stelle durch, so darf dieses nur an einem Knoten des Stromes geschehen, wenn anders das Wellensystem auch auf dem nunmehr beiderseits begrenzten Drahte möglich sein soll. Die doppelte Länge des Drahtes ist demnach ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlängen seiner Eigenschwingungen. Dieses Resultat entspricht der von Herrn Slaby zu Grunde gelegten Anschauung über die Stromverteilung im Sende- und Empfangsdraht.

Acceptiert man nun diese, von der Theorie bestätigte Annahme über die Stromverteilung, so kann man den Verlauf des Strahlungsvorganges bei der Funkentelegraphie ohne allzu grossen Aufwand mathematischer Hilfsmittel übersehen. Es sei mir gestattet, dieses am einfachsten Beispiele zu erläutern. Die Resultate des benutzten Näherungsverfahrens sind in guter Übereinstimmung mit der früher vom Verfasser entwickelten exakten Theorie.

Ein Draht EF (Fig. 2) von der Länge l steige von der Erde aus senkrecht in die Höhe. Die Erde ist als vollkommener Spiegel für elektrische

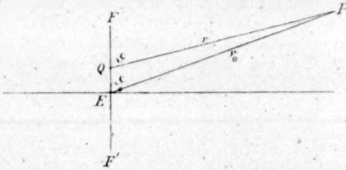

Fig 2.

Wellen zu betrachten. Der Erdungspunkt E ist ein Knoten der elektrischen Spannung. Spiegelt man nun den Draht in Bezug auf die Erdoberfläche, und wählt die Spannungsverteilung derart, dass in zwei sich spiegelbildlich entsprechenden Punkten jederzeit die entgegengesetzten Spannungen herrschen, so ist das elektromagnetische Feld des Drahtes EF oberhalb der Erde identisch mit dem des frei im Äther schwingenden Drahtes FF' von der Länge $2l$.

Man hat also diejenigen Eigenschwingungen eines Drahtes von der Länge $2l$ aufzusuchen, die im Mittelpunkte E einen Knoten der Spannung, und somit einen Bauch des Stromes besitzen; dieses sind die ungeradzahligen Eigenschwingungen. Ihre Stromverteilung wird bestimmt durch

$$\mathfrak{J} = a \cos\left(\frac{\pi n z}{2l}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi n c t}{2l}\right) \qquad 1)$$

$$-l < z \leq + l.$$

Hier giebt z die Höhe des betreffenden Querschnittes Q über dem Mittelpunkte E des Drahtes an, t die Zeit, c die Lichtgeschwindigkeit, a die Amplitude der Stromschwankungen in den Strombäuchen. Für n ist eine ungerade positive ganze Zahl zu setzen, welche die Ord-

1) Wied. Ann. 66, 435—472, 1898. Weiterhin mit I bezeichnet.
2) Drude's Ann. 2, 32—61, 1900. Weiterhin mit II bezeichnet.
3) II. S. 33, 49.
4) II. S. 55, 56.

nungszahl der Schwingung angiebt. Dieser rasch wechselnde Strom sendet nun Wellen elektrischer Induktion aus.

Das elektromagnetische Feld eines oszillierenden Stromelementes ist von H. Hertz[1]) bestimmt worden. Es sei Q der Mittelpunkt des Stromelementes $J\,dz$. Es sei ferner P ein Punkt im Raume, dessen Entfernung $PQ = r$ von dem Stromelemente gross gegen die Wellenlänge der Oszillationen ist. Alsdann liegt die elektrische Kraft (E) in der durch PQ und den Draht gelegten Ebene, und zwar senkrecht zu PQ; die magnetische (H) steht senkrecht auf jener Ebene. Die Intensitäten beider Kräfte sind bestimmt durch

$$2)\qquad E = H = -\frac{d}{dr}\left(\frac{J\left(t-\frac{r}{c}\right)}{r}\right) dz \cdot \sin\vartheta$$

$$= a\cdot\frac{\pi n}{2l}\,dz\cos\left(\frac{\pi n z}{2l}\right)\cdot\frac{\cos\frac{\pi n}{2l}(ct-r)}{r}\cdot\sin\vartheta.$$

Die zur Zeit $\left(t-\frac{r}{c}\right)$ von Q ausgehende Störung trifft zur Zeit (t) in P ein. Dieses ist eine Folge des allgemeinen Gesetzes, welches besagt, dass die elektrische Induktion sich mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzt.

Die magnetischen Kräfte, die von den einzelnen Stromelementen herrühren, weisen alle nach derselben Richtung, nämlich senkrecht zu der Ebene EFP. Auch die elektrischen Kräfte weichen, der Richtung nach, nicht merklich voneinander ab, wenn wir die Voraussetzung festhalten, dass r gross gegen die Wellenlänge sämtlicher Eigenschwingungen, mithin gross gegen $4l$ ist. Denn es verschwinden mit wachsendem Abstand vom Drahte die Richtungsunterschiede der nach den einzelnen Stromelementen gezogenen Geraden. Die von den einzelnen Stromelementen ausgesandten elektrischen Kräfte stehen demnach alle senkrecht auf der durch den Mittelpunkt E gezogenen Geraden EP. Sei r_0 deren Länge, $\vartheta_0 = PEF$ der Winkel, den sie mit der Drahtachse bildet. Dann hat man, mit derselben Annäherung

$$3)\qquad r = r_0 - z\cos\vartheta$$

$$4)\qquad H = E = a\cdot\frac{\pi n}{2l}\cdot dz\cos\left(\frac{\pi n z}{2l}\right)\cdot\frac{\cos\frac{\pi n}{2l}\left(ct - r_0 + z\cos\vartheta_0\right)}{r_0}\cdot\sin\vartheta_0.$$

Nun superponieren sich alle die von den einzelnen Stromelementen herrührenden elektrischen und ebenso alle magnetischen Kräfte.

1) H. Hertz, Wied. Ann. **36**, 1, 1888. Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft, S. 147 ff.

Denn die Verkettungsgleichungen des elektromagnetischen Feldes im Äther und des Stromes im Leiter sind lineare Gleichungen. Demnach erhält man für die resultierende Intensität der elektrischen und magnetischen Kraft in einer gegen die Länge $4l$ grossen Entfernung r_0 vom Drahtmittelpunkte

$$H = E = a\cdot\frac{\pi n}{2l}\cdot\frac{\sin\vartheta_0}{r_0}\int_{-l}^{+l} dz\cos\left(\frac{\pi n z}{2l}\right)\cdot \qquad 5)$$

$$\cdot\cos\frac{\pi n}{2l}(ct - r_0 + z\cos\vartheta_0).$$

Da n ungerade ist, wird

$$\int_{-l}^{+l} dz\cos\left(\frac{\pi n z}{2l}\right)\cos\left(\frac{\pi n z\cos\vartheta_0}{2l}\right) = \frac{4l}{\pi n}\cdot\sin\left(\frac{\pi n}{2}\right)\cdot\frac{\cos\left(\frac{\pi n}{2}\cos\vartheta_0\right)}{\sin^2\vartheta_0}.$$

und man erhält

$$H = E = 2a(-1)^{\frac{n-1}{2}}\cdot\frac{\cos\frac{\pi n}{2l}(ct - r_0)}{r_0}\cdot\frac{\cos\left(\frac{\pi n}{2}\cos\vartheta_0\right)}{\sin\vartheta_0} \qquad 6)$$

Dieses elektromagnetische Feld entspricht einer Kugelwelle, die vom Drahtmittelpunkt nach aussen eilt. Betrachten wir eine Kugel r_0 = constans, und konstruieren, indem wir die Punkte, in denen die verlängerte Drahtachse die Kugel trifft, als Pole ansehen, das System der Längen- und Breitenkreise. Die magnetische Kraft ist überall in Richtung der Breitenkreise, die elektrische in Richtung der Meridiane orientiert. Beide stehen senkrecht auf der Fortpflanzungsrichtung der Welle. Die Intensitäten der Kräfte wechseln mit der Breite ϑ_0 nach dem Gesetze

$$\frac{\cos\left(\frac{\pi n}{2}\cos\vartheta_0\right)}{\sin\vartheta_0}$$

Die Amplituden erreichen demnach für die Grundschwingung ($n = 1$) ihren maximalen Wert am Äquator $\left(\vartheta_0 = \frac{\pi}{2}\right)$. *Senkrecht zur Drahtachse werden die intensivsten Strahlen ausgesandt.* Im Pole ($\vartheta_0 = 0$) ist die Intensität Null. Für die Grundschwingung nimmt die Amplitude stetig vom Äquator nach den Polen hin ab. Die Oberschwingungen hingegen besitzen noch weitere Minima und Maxima. Die Minima liegen in den durch

$$\cos\vartheta_0 = +\frac{m}{n}\quad (m \text{ ungerade})$$

bestimmten Breitenkreisen. Da nach Gl. (1) die Lage der entsprechenden Stromknoten im Draht durch $\frac{z}{l} = +\frac{m}{n}$ gegeben wird, so kann man die Knotenlinien der Kugel durch folgende Konstruktion finden. Man lege durch die Knoten des Stromes im Draht Hyperboloïde, deren Brennpunkte in die Drahtenden (F, F') fallen. Ihre Asymptotenkegel schneiden die Kugel in den Knotenlinien. Die Knotenlinien grenzen auf der Kugel Zonen entgegengesetzter Schwingungsphasen ab.

Welche Energie wird von den Wellen in den Äther hinausgetragen? Hierüber giebt ein allgemeiner, von Poynting herrührender Satz der Elektrodynamik Auskunft; er lehrt, dass die Energie senkrecht zu der elektrischen und der magnetischen Kraft strömt. Stehen insbesondere, wie in unserem Falle, jene beiden Vektoren aufeinander senkrecht, so beträgt die in der Sekunde den Quadratcentimeter unserer Kugel durchströmende Energiemenge

$$\frac{c}{4\pi} \cdot E \cdot H = \frac{c}{\pi} \cdot \frac{a^2 \cos^2 \frac{\pi n}{2l}(ct - r_0)}{r_0^2} \cdot \frac{\cos^2\left(\frac{\pi n \cos\vartheta_0}{2}\right)}{\sin^2\vartheta_0}.$$

Integriert man über die ganze Kugel, so erhält man für die gesamte Strahlung

$$S = 2\,c\,a^2 \cos^2 \frac{\pi n}{2l}(ct - r_0) \cdot \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} d\vartheta_0 \frac{\cos^2\left(\frac{\pi n \cos\vartheta_0}{2}\right)}{\sin\vartheta_0} \tag{7}$$

Das hier auftretende bestimmte Integral kann man der Reihe nach auf folgende Formen bringen:

$$2\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} d\vartheta_0 \cdot \frac{\cos^2\left(\frac{\pi n \cos\vartheta_0}{2}\right)}{\sin\vartheta_0} = 2\int_{-1}^{+1} \frac{du}{1-u^2} \cos^2\left(\frac{\pi n u}{2}\right)$$

$$= \int_{-1}^{+1} du \left(\frac{1}{1+u} + \frac{1}{1-u}\right)\left(\frac{1 + \cos\pi n u}{2}\right)$$

$$= \int_{-1}^{+1} \frac{du}{1+u}\left(1 - \cos\pi n(1+u)\right)$$

$$= \int_0^{2\pi n} d\gamma \frac{(1 - \cos\gamma)}{\gamma}.$$

Dieses letzte bestimmte Integral habe ich mit $C_n(1)$ bezeichnet, und für dasselbe folgende Formel abgeleitet[1])

$$C_n(1) = \int_0^{2\pi n} d\gamma \frac{(1-\cos\gamma)}{\gamma} = 0{,}577 + lg\,nat(2\pi n) + \left[\frac{1}{(2\pi n)^2} - \frac{3!}{(2\pi n)^4} + \frac{5!}{(2\pi n)^6} - + \cdots\right]. \tag{8}$$

Dieselbe ergiebt, für die Grundschwingung $(n = 1)$

$$C_1(1) = 2{,}44. \tag{8a}$$

Für die Oberschwingungen ($n = 3, 5, 7$ u. s. w.) ist, mit genügender Annäherung

$$C_n(1) = 2{,}415 + lg\,nat\,(n) \tag{8b}$$

zu setzen.

Jetzt wird die gesamte Strahlung, pro Sekunde

$$S = c\,a^2 \cos^2 \frac{\pi n}{2l}(ct - r_0) \cdot C_n(1).$$

Die Energie, welche in der Zeit einer ganzen Schwingung $\left(\tau = \frac{4l}{cn}\right)$ dem Felde des oszillierenden Drahtes entzogen wird, beträgt

$$\frac{2l}{n} a^2 C_n(1). \tag{9}$$

Mit wachsender Ordnungszahl n nimmt, bei konstant gehaltener Amplitude (a) der Stromschwankungen in den Strombäuchen, die während einer Schwingung ausgestrahlte Energie fortgesetzt ab.

Um die Dämpfung kennen zu lernen, welche die Folge der Ausstrahlung ist, müssen wir ausserdem die elektromagnetische Energie des schwingenden Drahtes selbst berechnen.

Die magnetische Energie eines gleichförmig durchströmten Drahtes ist

$$T = \tfrac{1}{2} L \mathfrak{J}^2,$$

wenn L den Koeffizienten der Selbstinduktion des Drahtes vorstellt. Bei der Anwendung dieser Formel ist erstens zu beachten, dass, im allgemeinen, neben der magnetischen auch elektrische Energie vorhanden ist. Greifen wir aber den Moment maximaler Stromstärke heraus, wo nach Gleichung (1)

$$\mathfrak{J} = a \cos\left(\frac{\pi n z}{2l}\right)$$

ist, so verschwindet die elektrische Energie, da momentan keine elektrischen Ladungen des Drahtes auftreten. Zweitens aber ist zu berücksichtigen, dass die Strömung keine gleichförmige ist, sondern von Querschnitt zu Querschnitt wechselt. Es liegt nahe, einen Mittelwert für das Quadrat der Stromstärke zu bilden

1) I. S. 460, 461.

$$\overline{\mathfrak{J}^2} = \frac{1}{2l}\int_{-l}^{+l} \mathfrak{J}^2\, d\,z = \tfrac{1}{2}\, a^2,$$

und demgemäss zu setzen

$$T = \tfrac{1}{4}\, L\, a^2. \tag{10}$$

Der Koeffizient der Selbstinduktion nimmt, mit Rücksicht darauf, dass die Strömung auf eine Oberflächenschicht beschränkt ist, den Wert an

$$L = 4\, l \cdot \left[lg\ nat \left(\frac{4\, l}{\varrho}\right) - 1 \right], \tag{11}$$

wenn ϱ den Radius des Drahtquerschnittes bezeichnet.

Dividiert man nun den Betrag (9) der im Laufe einer Schwingungsperiode durch Strahlung verlorenen durch den Betrag (10) der gesamten Energie, so erhält man das folgende Resultat:

Während einer ganzen Schwingung geht der Bruchteil

$$\frac{8\, l}{n} \cdot \frac{C_n(1)}{L} = \frac{2}{n} \cdot \frac{C_n(1)}{\left[lg \left(\frac{4\, l}{\varrho}\right) - 1 \right]}$$

der Energie durch Ausstrahlung verloren.

Das logarithmische Dekrement der Schwingungsamplituden beträgt daher

$$\sigma_n = \frac{1}{n} \cdot \frac{C_n(1)}{\left[lg\ nat \left(\frac{4\, l}{\varrho}\right) - 1 \right]}. \tag{12}$$

Es ist sehr bemerkenswert, dass das Resultat der durchgeführten Abschätzung fast genau mit der Formel übereinstimmt, welche die exakte Theorie als erste Annäherung für das logarithmische Dekrement der Strahlungsdämpfung liefert. Diese lautet[1])

$$\sigma_n = \frac{4\,\varepsilon}{n} \cdot C_n(1) = \frac{1}{n} \cdot \frac{C_n(1)}{lg\ nat \left(\frac{2\, l}{\varrho}\right)}; \tag{13}$$

setzt man hier

$$lg\ nat\, \frac{2\, l}{\varrho} = lg\ nat \left(\frac{4\, l}{\varrho}\right) - 0{,}7,$$

so erkennt man, dass die Abweichung der Formeln (12) und (13) bei den in praxi vorkommenden Dimensionen der Drähte nur eine minimale ist.

Wir wollen für einen konkreten Fall den Betrag der Strahlungsdämpfung zahlenmässig berechnen. Es sei ein Draht gegeben, dessen Länge $l = 50$ m, dessen Querschnittsradius $\varrho = 0{,}5$ mm ist. Hier ist

$$lg\ nat \left(\frac{2\, l}{\varrho}\right) = lg\ nat\, (2 \cdot 10^5) = 12{,}2.$$

Demnach wird, nach (8a) und (13), das Dämpfungsdekrement der Grundschwingung

$$\sigma_1 = \frac{2{,}44}{12{,}2} = 0{,}2 = \tfrac{1}{5}.$$

Andererseits mag das Dekrement der Dämpfung berechnet werden, welche die Schwingungen infolge des Leitungswiderstandes der Drähte erfahren. Die Absorption von Wellen, die längs eines Leitungsdrahtes fortschreiten, ist von Herrn A. Sommerfeld[1]) untersucht worden. Für unsere Zwecke reicht die Näherungsformel[2]) aus, welche für das logarithmische Dekrement der Grundschwingung ergiebt

$$\sigma_1' = \frac{1{,}1}{\varrho}\sqrt{\frac{4\,\mu\, l}{C}} \cdot 10^{-7}.$$

Hier bezeichnet μ die magnetische Permeabilität, C die in absoluten elektromagnetischen Einheiten gemessene Leitfähigkeit. Für Kupferdraht hat man $\mu = 1$, $C = 6 \cdot 10^{-4}$. Somit wird

$$\sigma_1' = \frac{1{,}1 \cdot 10^{-7}}{5 \cdot 10^{-2}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{+4}}{6 \cdot 10^{-4}}} = 0{,}013 = \tfrac{1}{80} \text{ circa}.$$

Während infolge der Wärmeentwickelung im Drahte die Amplitude erst nach 80 Schwingungen auf den 2,718^ten Teil ihres anfänglichen Wertes herabsinken würde, findet dieses infolge der Ausstrahlung bereits nach 5 Schwingungen statt.

Dieses Ergebnis überrascht uns nicht. Ist es doch, wie oben ausgeführt wurde, für die Zwecke der Funkentelegraphie gerade erwünscht, die Energie nicht durch Absorption in Leiter zu verlieren, sondern sie ausstrahlen zu lassen, um sie zur Übertragung der telegraphischen Signale zu verwerten.

Fig. 3.

Bei Laboratoriumsversuchen hat man umgekehrt vielfach Anordnungen benutzt, welche den Verlust durch Strahlung möglichst herabdrücken, einerseits, um Störungen durch Reflexion an den Wänden des Zimmers zu vermeiden, andererseits, um lange anhaltende Oszillationen zu erzeugen. Man hat wohl die elektrischen Wellen an zwei parallelen Drähten, ($C\,D$, $C'\,D'$, in Figur 3) entlang geleitet,

1) I. S. 457. Gleichung 23a. ε ist bestimmt durch Gleichung 17a, S. 451; dort ist die Drahtlänge gleich 2, der Querschnittsradius gleich b gesetzt. Allgemein gilt die Formel $\varepsilon = 4 \cdot lg\ nat \left(\frac{2\, l}{\varrho}\right)$, da nach I, S. 466 geometrisch ähnliche Leiter dasselbe logarithmische Dekrement besitzen.

1) A. Sommerfeld, Wied. Ann. 67, 233—290, 1899.

2) l. c. S. 276. $\varkappa\,\lambda_0$ ist hier gleich σ_1', $\lambda_0 = 4\, l$ zu setzen.

deren Abstand klein gegen die Wellenlänge war, derart, dass zwei gegenüberliegende Punkte Q, Q' der beiden Drähte immer in entgegengesetzten Phasen schwingen mussten. Zwei gegenüberliegende Stromelemente liefern dann entgegengesetzt gleiche Beiträge zu den Intensitäten der elektrischen und magnetischen Kraft der ausgesandten Welle; die Ausstrahlung in einem derartigen geschlossenen Systeme ist daher verschwindend gegenüber der Ausstrahlung eines einzigen, frei schwingenden Drahtes.[1])

Wir haben gesehen, dass bei einem vertikal aufsteigenden Drahte das Dämpfungsdekrement der Grundschwingung nicht unter $\frac{1}{5}$ herabgedrückt werden kann. Die Herren Professor **Slaby** und **Graf Arco** haben für den Empfänger auch eine Anordnung verwandt, bei der vom Erdungspunkt E aus eine horizontale, mit der vertikalen gleichlange, Leitung EK lief, die im freien

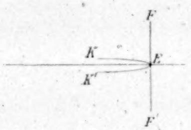

Fig. 4.

Ende K, im Punkte maximaler Spannung, den Kohärer trug. Hier gilt für den horizontalen Draht EK das soeben Gesagte. Wenn er nahe der Erdoberfläche verläuft, liefert er, zusammen mit seinem Spiegelbilde EK' in Bezug auf die Erdoberfläche, keinen merklichen Beitrag zur Ausstrahlung. Andererseits enthält die horizontale Leitung ein Quantum elektromagnetischer Energie, welches dem der vertikalen Leitung mindestens gleichkommt. Bei dieser Anordnung dürfte die Dämpfung durch Ausstrahlung höchstens $^1/_{10}$ betragen.

Obwohl die hier benutzte Methode von vornherein nicht einwandsfrei erscheint, erweist doch die Übereinstimmung ihrer Resultate mit der exakten Theorie ihre Berechtigung. Sie dürfte auch mit Erfolg auf kompliziertere Anordnungen anzuwenden sein, bei denen die exakte Theorie versagt.

1) Das gleiche gilt von den Schwingungen, welche durch Entladung Leydener Flaschen erzeugt werden. Wie Herr Professor **Braun** in einem vor kurzem gehaltenen Vortrage mitteilte, werden diese Schwingungen jetzt gleichfalls mit Erfolg für die drahtlose Telegraphie verwandt. Hier wird ein weit geringerer Bruchteil der Schwingungsenergie für die Übertragung der Signale nutzbar gemacht; dafür scheint die Abstimmung eine vollkommenere zu sein.

Göttingen, d. 4. Febr. 1901.

(Eingegangen 5. Februar 1901.)

Über Stromverteilung an Kathoden von Entladungsröhren.[1])

Von A. Wehnelt.

Bei dem Auspumpen von cylindrischen Entladungsröhren mit fast den Querschnitt ausfüllenden kreisförmigen, senkrecht zur Achse stehenden Kathoden, beobachtet man, dass das bei hohen Drucken den ganzen Querschnitt der Kathode bedeckende Kanal- und Kathodenstrahlenbündel durch den Einfluss der an den Glaswänden entstehenden sekundären Dunkelräume[2]) immer mehr und mehr zusammengedrängt wird, bis es schliesslich nur noch ein dünnes Bündel in der Achse des Rohres bildet. Da meines Wissens nach bis jetzt noch keine Angaben darüber vorliegen, ob nur durch das sichtbare Kanal- und Kathodenstrahlenbündel der Strom durch die Kathode abfliesst, oder ob auch die dunkel bleibenden Teile der Kathode an der Stromlieferung teilnehmen, so habe ich dies untersucht.

Hieran anschliessend untersuchte ich die Stromverteilung an der Oberfläche von Hohlkathoden, an aus verschiedenen Metallen zusammengesetzten Kathoden, ferner den Einfluss, den die Oberflächenbeschaffenheit von Kathoden auf die Stromverteilung ausübt.

Als Stromquelle diente stets eine 20plattige Influenzmaschine.

I. Einfluss sekundärer Dunkelräume auf die Stromverteilung an ebenen Kathoden.

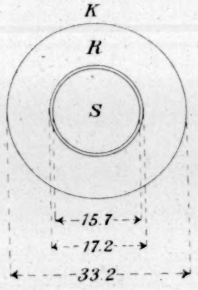

Fig. 1.

Zur Entscheidung der Frage, ob der Gesamtstrom im Entladungsrohr durch das sichtbare Kanal- und Kathodenstrahlenbündel zur Kathode geht, diente eine Kathode K, die aus einer centralen, runden Scheibe S, Fig. 1, und einem, dieselbe eng umschliessenden, jedoch von ihr isolierten konzentrischen Ring R bestand. Fig. 1.

1) Eingehende Berücksichtigung der Litteratur folgt in einer ausführlicheren Mitteilung in den Annalen.
2) A. **Wehnelt**, Wied. Ann. 65, 528, 1898.

Scheibe sowohl als Ring hatten getrennte, voneinander gut isolierte Ableitungen. Die Gesamtkathode füllte den Querschnitt des Entladungsrohres fast aus. Mit Hilfe eines Quecksilberkommutators C konnte ein Galvanometer G sowohl in die eine, als auch in die andere der die Elektroden mit der Erde verbindenden Leitungen geschaltet werden. Fig 2. Im anderen Zweige befand sich eine Spule W von genau derselben Grösse und Windungszahl wie die Galvanometerspule.

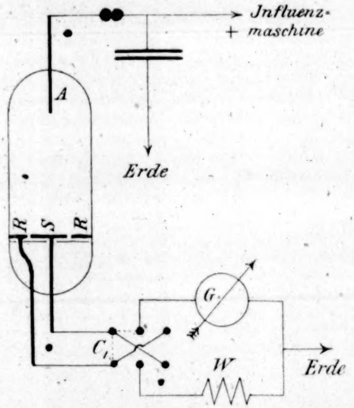

Fig. 2.

Bei abnehmendem Drucke wurde durch Umlegen des Kommutators das Galvanometer nacheinander in die vom Ring R oder von der Scheibe S kommende Leitung gelegt. Die folgende Tabelle enthält die bei abnehmendem Druck beobachteten Stromstärken in Skalenteilen des benutzten Galvanometers. Ein Skalenteil entsprach $1{,}98 \times 10^{-6}$ Amp., die Summe von „Scheiben und Ringstrom" ist stets angenähert die gleiche, da die Influenzmaschine eine vom äusseren Widerstande nahezu unabhändige Strommenge liefert.

Strom durch: Scheibe	Ring	Summe	Bemerkungen
28	95	125	Ganze Kathode bedeckt.
43	88	131	1/2 des Ringes bedeckt.
101	21	122	1/3 des Ringes bedeckt.
(140)	Strom in umgekehrter Richtung	*	Ring ganz frei. Starke, unruhige Entladung im Rohr.
127	0	127	Ganz dünnes Bündel in der Mitte der Scheibe.

Aus der Tabelle folgt: Bei völliger Bedeckung der Kathode ist das Verhältnis des Ringstromes zum Scheibenstrom = 3,4, während das der Oberflächen von Ring zu Scheibe = 3,3 ist. Die Stromdichte auf der Kathode ist also, falls sie völlig bedeckt ist, überall die gleiche.

In demselben Masse, wie sich das sichtbare Strahlenbündel an der Kathode zusammenzieht, wird der Ringstrom schwächer, bis schliesslich bei sehr tiefen Drucken, wo das Kanal- und Kathodenstrahlenbündel nur noch ganz dünn ist, der innere Teil der Kathode allein die Gesamtstromführung übernimmt. Bei einem gewissen, je nach den Verhältnissen wechselnden Drucke, traten im Rohre plötzlich starke Oszillationen auf. Der Scheibenstrom war hierbei stärker, als der gesamte, von der Influenzmaschine gelieferte Strom, während ein schwacher entgegengesetzt gerichteter Strom durch den Ring floss, so dass sich die äusseren Teile der Kathode den centralen Teilen gegenüber wie eine Anode verhielten.

Um den Einfluss von Oszillationen näher zu untersuchen, wurde eine Leydener Flasche angeschaltet, oder auch eine Funkenstrecke mit und ohne Anschaltung der Leydener Flasche vorgeschaltet. Fig. 2 zeigt die Schaltung. Durch Herstellung der punktiert gezeichneten Verbindungen in Fig. 2 am Kommutator konnte der Gesamtstrom der Influenzmaschine durch das Galvanometer geleitet werden. Das Rohr wurde nun so weit ausgepumpt, dass stark unstäte Entladungen durch dasselbe gingen.

A. Ohne Leydener Flasche an dem Rohr betrug:

Der Gesamtstrom	$\mathfrak{J} =$	76	Skt.
„ Scheibenstrom	$i_s =$	110	„
„ Ringstrom	$i_r =$	− 33	„
	$i_s + i_r =$	77	Skt. $\sim \mathfrak{J}$.

B. Mit Leydener Flasche betrug:

Der Gesamtstrom	$\mathfrak{J} =$	74	Skt.
„ Scheibenstrom	$i_s =$	191	„
„ Ringstrom	$i_r =$	− 119	„
	$i_s + i_r =$	72	Skt. $\sim \mathfrak{J}$.

Ähnliche Erscheinungen ergaben sich bei Vorschaltung einer Funkenstrecke.

Sowohl bei gewöhnlichem Wechselstrom, als auch bei Gleichstrom kommen Fälle[1]) vor, in denen bei einer Stromverzweigung in jedem Zweige der Strom stärker ist, als der Hauptstrom. Die algebraische Summe beider Ströme ist jedoch natürlich stets gleich dem Hauptstrome.

Führt man in den dunklen Kathodenraum Isolatoren oder Leiter hinein, so entsteht, wie bekannt,[2]) auf der Kathode in der Kanalstrahlen-

1) E. Breisig, Beibl. **24**, 71, 1900. Elektr. Z. **20**, 521 u. 522, 1899.

2) A. Wehnelt, Wied. Ann **67**, 425, 1899.

schicht ein stark verbreiterter Schatten des Körpers.

Wurde das schon vorher benutzte Rohr, Fig. 2, so weit ausgepumpt, dass die Entladung zum weitaus grösseren Teile durch die Scheibe ging, und nun mit einem Magnet ein an einem Stückchen Eisenblech *a* axial im Rohre befestigter Glasstab *b* der Kathode genähert, Fig. 3, so nahm der Scheibenstrom stark ab und der Ringstrom stark zu, sowie der Glasstab die Kanalstrahlen auseinander drängte.

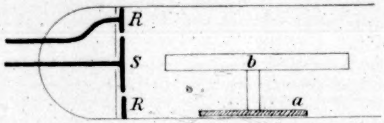

Fig. 3.

Die vorhergehenden Versuche hatten ergeben, dass der Gesamtstrom an der Kathode durch das sichtbare Kanalstrahlenbündel abfliesst. Zur Entscheidung, ob die Kathodenstrahlen von der ganzen Fläche der Kathode, oder auch nur von dem leuchtenden Flecke auf der Kathode ausgehen, wurde ein cylindrisches Rohr mit einer kreisförmigen Kathode so weit ausgepumpt, dass nur ein dünnes Kanal- und Kathodenstrahlenbündel sichtbar war. In dem Gange der Strahlen konnten drei unter sich parallele Drähte mit einem in geringem Abstand dahinter befindlichen Schirme mit Balmainscher Leuchtfarbe gebracht werden. Drähte und Leuchtschirm waren miteinander verbunden und auf einem Stückchen Eisenblech befestigt. Mit einem Magnet konnte dieses von aussen in dem Rohre verschoben werden. Es ergab sich, dass bei sehr engem Kathodenstrahlenbündel die Strahlen divergierend von der sichtbaren Ansatzstelle der Kanalstrahlen ausgingen.

II. Stromverteilung bei Hohlelektroden.

Bei gekrümmten Kathoden, Hohlkathoden, von den Formen Fig. 4 *a b c*, treten aus dem Innenraum wesentlich stärker sichtbare Kathodenstrahlen aus, als aus den Aussenwänden. Ob diese Thatsache auf einer grösseren Stromdichte an dem Innenraum beruht, oder ob durch sekundäre Umstände (Deflektion) ein Zusammendrängen der Kathodenstrahlen auf einen kleineren Raum und dadurch eine erhöhte Sichtbarkeit der Strahlen veranlasst wird, soll in folgendem untersucht werden. Es wurden Hohlelektroden verschiedener Form, bei denen Innen- und Aussenwände sorgfältig voneinander isoliert und mit getrennten zur Erde führenden Leitungen versehen waren, benutzt. Ein Galvanometer wurde sowohl in die eine, als in die andere Ableitung zur Erde geschaltet. Zur Vermeidung des Einflusses der Rohrwände befanden sich die Elektroden (Kathoden) stets im Mittelpunkt einer grossen kugelförmigen Röhre (Fig. 4 *a*).

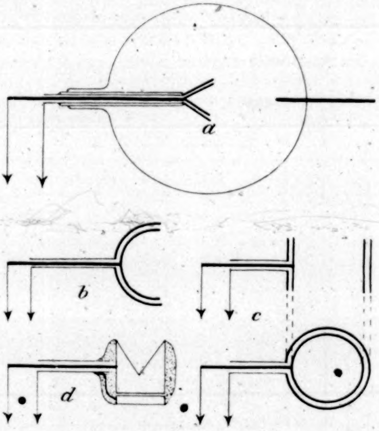

Fig. 4.

Bei den Elektroden, Fig. 4 *a—c*, war die Stromstärke, die durch den Innenraum floss (Innenstrom), stets gleich der, welche durch die Aussenfläche floss (Aussenstrom), sobald das Glimmlicht die Elektrode vollkommen bedeckte. An der Erscheinung änderte sich nichts bis zu relativ grossen Dunkelräumen. Wurde jedoch der Druck so weit erniedrigt, dass lebhafte Fluoreszenz an den Glaswänden auftrat, so wurde bei all diesen Elektroden die Entladung zum grössten Teil aus dem inneren Hohlraum herausgedrängt, so dass schliesslich der Innenstrom schwächer wurde als der Aussenstrom.

Eine Elektrode von der Form Fig. 4 *d*, bestehend aus einem Vollcylinder, der an einem Ende konisch ausgebohrt und auf dessen anderes Ende isoliert eine dünne Platte von gleichem Durchmesser aufgekittet war, so dass der Cylinder sowohl als die Platte wieder getrennte Zuleitungen hatten, diente zur Prüfung, wie stark bei sehr tiefen Drucken der durch den Hohlraum fliessende Strom abnimmt. Alle Teile, wie die Zuleitungen und der Cylindermantel, waren mit Siegellack isoliert. Folgende Tabelle giebt den durch den Trichter und die Fläche fliessenden Strom in Skalenteilen des benutzten Galvanometers bei abnehmenden Drucken an.

Trichter	Fläche
42 Skt.	26 Skt.
42 „	26 „
40 „	28 „
38 „	32 „
36 „	33 „
36 „	33 „
34 „	34 „

Das Verhältnis der Stromstärken bei höheren Drucken, aber vollständiger Bedeckung der ganzen Elektrode, entsprach genau dem der beiden Oberflächen. Bei tieferen Drucken nähert sich das Verhältnis der Stromstärken mehr und mehr der Einheit, so dass schliesslich nur noch die Öffnungsfläche von Hohlkathoden für die Stromführung in Betracht kommt. Die Hohlelektrode verhält sich dem Strome gegenüber bei tiefen Drucken so, als ob die Höhlung nicht vorhanden, sondern nur eine Platte von gleichem Querschnitt wie die Oeffnung vorhanden wäre. Die grössere Helligkeit der Kathodenstrahlen, die aus Hohlelektroden kommen, hat also nicht ihre Ursache in einer stärkeren Stromzufuhr zu diesem Teile, sondern nur in einem stärkeren Zusammendrängen der Kathodenstrahlen durch Deflektion. Eingehender komme ich in der ausführlichen Mitteilung auf diese Thatsache zu sprechen.

III. Einfluss des Kathodengefälles an verschiedenen Metallen auf die Stromverteilung.

Es wurde untersucht, ob das nach Herrn E. Warburg[1]) bei verschiedenen Metallen verschiedene Kathodengefälle einen Einfluss auf die Stromverteilung in Entladungsröhren hat, deren Kathoden aus zwei verschiedenen Metallen bestehen.

In einem Entladungsrohr, Fig. 5, befand sich eine aus zwei halbkreisförmigen Platten zusammengesetzte Kreiskathode (*K*). Der Durchmesser derselben war wesentlich geringer als der des Entladungsrohres, um den Einfluss der Rohrwandungen zu vermeiden. Die beiden aus verschiedenem Metall bestehenden Platten (*Pt* u. *Al*) waren durch einen dünnen Glimmerstreifen sorgfältig voneinander isoliert und besassen getrennte Zuleitungen. Unmittelbar hinter der Kathode befand sich eine grosse, den ganzen Querschnitt des Entladungsrohres ausfüllende Glimmerscheibe, um die hinter der Kathode liegenden Zuleitungsdrähte vor dem Strome zu schützen. Ungefähr 8 mm vor der Kathode befand sich eine Platinsonde (*S*), welche die Mitte des Rohres durchsetzte und parallel zur Trennungslinie der beiden Platten verlief. Die eine Kathodenhälfte bestand stets aus einer blanken Platinplatte, die andere der Reihe nach

1) E. Warburg, Wied. Ann. **31**, S. 545—594, 1887.

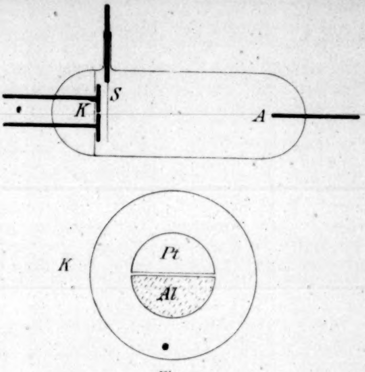

Fig. 5.

aus Aluminium, Eisen, Zink, Kupfer und Silber. Die Erdleitung jeder der beiden Kathodenhälften konnte, wie oben schon gesagt, an ein Galvanometer geschaltet werden.

Ich teile ausführlich nur diejenigen Resultate mit, die ich mit einer Kathode, bestehend aus Platin und Aluminium, in Wasserstoff erhalten habe. Aluminium wurde gewählt, da sein Kathodengefälle in Wasserstoff nach Warburg[1]) sehr stark von dem des Platins verschieden ist und daher die stärksten Unterschiede zeigte. Bei allmählich abnehmendem Drucke wurden die Kathodengefälle der Metalle einzeln und dann zusammen und von dem Augenblick an, wo die Entladung durch beide Platten ging, der durch jede Hälfte der Kathode fliessende Strom gemessen.

Folgende Tabelle enthält für die Versuche in H_2 in der ersten Spalte den Druck in Millimetern, in den drei folgenden Spalten die Kathodengefälle von Aluminium und Platin allein und von beiden zusammen. Die fünfte und sechste Spalte enthalten die durch Aluminium und Platin fliessenden Stromstärken. Zu den Potentialmessungen diente ein von den Herren E. Wiedemann und G. C. Schmidt[2]) modifiziertes Warburgsches Elektrometer.

Druck	Kathodengefälle *Al*	Kathodengefälle *Pt*	*Al* + *Pt*	Strom durch: *Al*	Strom durch: *Pt*
0,15	652	>700	647	61	51
0,4	475	557	458	84	43
0,6	395	510	380	89	36
0,78	348	480	342	93	33
1,1	302	416	302	105	0
1,8	282	353	266		
2,1	277	342	258		
3,5	269	329	255		

1) E. Warburg, l. c.
2) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. **66**, 314, 1898.

Aus der Tabelle geht hervor:

1. Besteht eine Kathode aus zwei Metallen, welche verschiedenes Kathodenpotential besitzen, so richtet sich das gesamte Kathodengefälle nach dem Metall, welches das niedrige Gefälle hat.

2. Der Strom teilt sich in der Art, dass wenigstens bei höheren Drucken, der weitaus grösste Teil durch das Metall mit dem kleineren Kathodengefälle fliesst. Bei niederen Drucken und grösseren Dunkelräumen verschwindet der Unterschied mehr und mehr, was wohl seine Ursache darin hat, dass bei grossen Dunkelräumen der Einfluss des Materials weniger zur Geltung kommt.

Die übrigen untersuchten Metalle zeigten qualitativ dasselbe Verhalten, gaben hingegen quantitativ geringere Unterschiede, da ihre Kathodengefälle nicht so stark von dem des Platins abweichen; wie das des Aluminiums. Als Beispiel führe ich noch eine Messung von Platin und Eisen und Platin und Blei im Wasserstoff an.

Pt und *Fe* in *H*.

Druck		0,6	0,34	0,2
Strom durch	*Pt*	51	59	62
	Fe	74	64	62

Pt und *Pb* in *H*.

Druck		0,7	0,37	0,2	0,1
Strom durch	*Pt*	34	35	38	38
	Pb	44	42	40	38

Die Metalle wurden, wie erwähnt, in elektrolytisch entwickeltem Wasserstoff untersucht, da nach Warburg in diesem Gase die Unterschiede im Kathodengefälle besonders ausgeprägt sind. Messungen in reinem Stickstoff zeigten dasselbe Verhalten, jedoch, den geringen Unterschieden im Kathodengefälle entsprechend, auch geringe Unterschiede in der Stromführung. Dass die Potentiale höher sind, als die von Warburg angegebenen, hat seine Ursache in einer Verunreinigung des Gases. Sehr wichtig war es, die Elektroden rein und blank zu benutzen, da sonst stark schwankende Resultate auftraten. Besonders machten sich derartige Unreinigkeiten beim Aluminium störend geltend und zwar stark auf die Stromleitung, gering auf das Kathodengefälle. Bei kleinen Dunkelräumen war der kleinere stets an dem Metall, welches das geringere Kathodengefälle besass und daher den Hauptteil des Stromes führte. Es entspricht dies der bekannten Beobachtung, dass eine Erhöhung der Stromstärke den dunklen Kathodenraum zusammendrückt.

IV. Einfluss eines Magneten auf die Stromverteilung an Kathoden.

Lässt man ein starkes Magnetfeld auf Kathodenstrahlen wirken, so sieht man, dass, wie die Herren E. Wiedemann und H. Ebert[1]) beobachteten, die Ansatzstelle der Kanal- und Kathodenstrahlen auf der Kathode verschoben und zu einem länglichen Oval deformiert wird. Nach den im ersten Teile erhaltenen Resultaten muss auch hierbei die Stromverteilung eine andere werden, als ohne Magnet. In der That zeigt sich bei Anwendung einer aus zwei voneinander isolierten halbkreisförmigen Aluminiumplatten bestehenden Elektrode, dass der Strom durch Einfluss eines starken Magnetfeldes zum weitaus grössten Teil auf diejenige Hälfte getrieben wurde, welche in Richtung der Ablenkung der Kathodenstrahlen lag.

V. Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit auf die Stromverteilung an Kathoden.

Es wurde eine aus zwei voneinander isolierten Halbkreisen bestehende Aluminiumelektrode in demselben Rohre wie vorher untersucht. Die eine Hälfte war mit feinem Smirgelpapier so abgerieben, dass ihre Oberfläche schmutziggrau war, während die der anderen mit einem Radiermesser blankgeschabt war. Die Oberflächen beider Elektroden waren nahezu gleich gross.

Es zeigte sich, dass das Kathodengefälle bei beiden Hälften gleich gross war, dass aber der Strom durch die blanke Elektrode bei weitem stärker war, als durch die unreine. Nachstehende Tabelle zeigt die Stromverteilung bei verschiedenen Drucken. Die Stromstärken sind in Skalenteilen des benutzten Galvanometers angegeben ($1{,}98 \cdot 10^{-6}$ Amp.). (Siehe untenstehende Tabelle.)

Bei niederen Drucken verschwinden auch hier die Unterschiede in der Stromführung. Von zwei gleich grossen, dicken, halbkreisförmigen Aluminiumelektroden wurde die eine, *a*, mit eingefeilten Rillen versehen, wie es Fig. 6 zeigt. Da ihre Oberfläche grösser ist, als die der ebenen Elektrode *b*, so ging bei solchen Drucken, bei denen die Kathode eben mit Glimmlicht völlig bedeckt war, der stärkere

1) E. Wiedemann und H. Ebert, Sitzber. phys. med. Soc. Erlangen 1891, S. 28.

Druck in mm		1,66	1,32	1,03	0,81	0,63	0,41	0,13	0,053	0,027
Strom durch	*Al* unrein	6	10	19	45	46	49	55	53	58
	Al rein	113	110	98	76	74	70	64	57	58

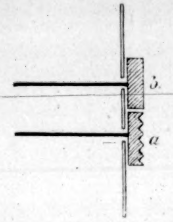

Fig. 6.

Strom durch sie hindurch. Bei grösseren Dunkelräumen waren die durch beide Hälften fliessenden Stromstärken völlig gleich, was wiederum, wie schon auf S. 337, zeigt, dass bei tieferen Drucken nur die Projektion derartiger Flächen auf die Ebene für den Strom in Betracht kommt.

Resultate:

1. Bei cylindrischen Entladungsröhren mit kreisförmigen, senkrecht zur Achse stehenden Kathoden, fliesst der Strom nur durch diejenigen Teile, die mit sichtbaren Strahlenbündeln bedeckt sind. Bei unstät fliessendem Strome (Oszillationen) können die Randpartien solcher Kathoden sich sogar wie Anoden verhalten, während die Mitte als Kathode wirkt.

2. Die Kathodenstrahlen gehen nur von denjenigen Teilen einer Kathode aus, die mit sichtbaren Strahlenbündeln bedeckt sind.

3. Bei Hohlelektroden sind trotz der sichtbaren Unterschiede in der Intensität der Kathodenstrahlen bei höheren Drucken die Stromdichten an Innen- und Aussenflächen gleich. Bei tieferen Drucken kommt nicht die Fläche der Höhlung, sondern nur die Öffnungsfläche für den Stromabfluss in Betracht.

4. Sind in einem Rohre zwei Kathoden von gleicher Oberfläche, aber aus verschiedenen Metallen, so fliesst der Strom hauptsächlich durch dasjenige Metall, welches das niedere Kathodengefälle hat.

5. Unreinigkeiten der Kathoden haben einen grossen Einfluss auf die Stromverteilung, Unebenheiten der Kathoden nur bei hohen Drucken.

Erlangen, Phys. Inst. der Univ., Februar 1901.

(Eingegangen 10. Februar 1901.)

Neue Sende- und Empfangsanordnung für drahtlose Telephonie.

Von Ernst Ruhmer.

Ehe auf die Beschreibung der neuen Anordnungen eingegangen sei, mag zunächst auf einen Umstand hingewiesen werden, der bisher bei der Anwendung der sprechenden Bogenlampe zu einer Photophonie noch nicht genügend berücksichtigt worden zu sein scheint. Da es bei der drahtlosen Telephonie nicht auf die akustische Wirkung des Flammenbogens, vielmehr auf eine grosse Lichtintensitätsschwankung ankommt, so ist es zweckmässig, die Amplituden der überlagerten Stromoszillationen im Verhältnis zur Betriebsstromstärke des Bogens dadurch zu vergrössern, dass man letztere nach Möglichkeit herabsetzt. Da das „sprechende Licht“ in der Hauptsache vom positiven Krater, nur in sehr geringem Masse von dem leuchtenden Gasvolumen selbst ausgeht, ist es auch unvorteilhaft, lange Flammenbogen zu verwenden, welche bekanntlich die besten akustischen Wirkungen liefern.

Bei günstigen Anordnungen sind die Intensitätsoszillationen ziemlich beträchtlich, so dass es sogar möglich ist, dieselben auf einem schnell bewegten lichtempfindlichen Film photographisch zu fixieren. Auf diese photographische Methode, sowie auf eine Anwendung dieses Verfahrens zur Konstruktion eines photographischen Phonographen, den man als „Photographophon“ bezeichnen könnte, soll demnächst an der Hand von Photographieen ausführlicher eingegangen werden.

Nach diesem Hinweis, dass die günstigsten Bedingungen für das Sprechen des Flammenbogens und das Fernsprechen mittelst desselben wesentlich verschiedene sind, mag im folgenden eine Gebeanordnung beschrieben werden, bei welcher die Lichtintensitätsschwankungen auf andere Weise erzielt werden (Fig. 1).

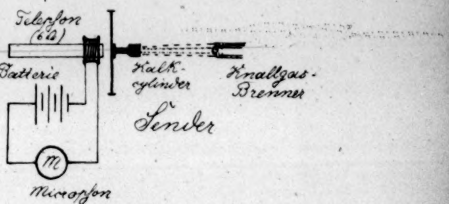

Fig. 1.

Auf der Membrane eines lautsprechenden Telephons wird in geeigneter Weise ein durch ein Knallgasgebläse zum Leuchten erregter Kreide- oder Zirkonblock befestigt.

Der Leuchtkörper wird den auf die Mikrophonmembrane auftreffenden Schalloszillationen entsprechend schwingen. Dadurch verändert er

aber seine Stellung zu der Stichflamme, was eine Variation der aktiven Leuchtfläche und damit der von ihr ausgehenden Lichtintensität zur Folge haben muss. In der That sind die auf diese einfache Weise erzielbaren Wirkungen äusserst günstige.

Auf der Empfangsstation kann man die Selenzelle durch eine andere Radiophoneinrichtung ersetzen, die an Einfachheit und Brauchbarkeit nichts zu wünschen übrig lässt.

In einem dünnwandigen Glasrohr (Fig. 2) befinden sich unter sanftem Drucke zwischen

Fig. 2.

zwei Kohlencylindern oder kreisförmigen Platin- oder Neusilberelektroden zerkleinerte Glühlampenfäden oder Kohlenkörnchen, auch berusstes Metallfeilicht lässt sich verwenden. Die Elektroden sind in den Stromkreis einer Batterie und eines Telephones mit kleinem inneren Widerstand geschaltet.

Die kleine Radiophonröhre wird in dem Brennpunkt eines Parabolspiegels befestigt. Die auf die Röhre auftreffenden undulierenden Lichtwellen der Sendestation rufen eine entsprechende Erwärmung der kleinen Kohleteilchen hervor, was wohl ein Vibrieren derselben nach sich ziehen mag.

Die hierdurch im Stromkreis der Empfangsstation hervorgerufenen Stromoszillationen setzen sich in den eingeschalteten Telephonen wieder in Schallwellen um.

Man hat auf diesem Wege ein Radiophon mit bedeutend kleinerem inneren Widerstand als eine Selenzelle gewonnen, welches dazu noch den Vorteil leichterer Herstellbarkeit besitzt.

Vielleicht liesse sich auch an Stelle dieses Radiomikrophons ein Strahlungsbolometer verwenden, dass dem Verfasser nicht zu Gebote stand.

Ohne Zweifel lassen sich die hier kurz skizzierten Konstruktionen noch bedeutend verbessern, doch ermutigen bereits die bisher erzielten Resultate zu Versuchen auf grössere Entfernungen, um die praktische Brauchbarkeit der Simonschen Lichttelephonie zu erproben, was demnächst geschehen soll.

(Eingegangen 19. Februar 1901.)

Nachtrag.

Von E. Wiedemann.

Zu der kleinen Notiz, S. 269, die hauptsächlich den Zweck hatte, einen Vorlesungsversuch zu beschreiben, möchte ich nachtragen, dass bereits von Borgmann[1]) für die Uranstrahlen bei $CaSO_4 + x\,MnSO_4$ und von H. Becquerel[2]) für die Radiumstrahlen bei Flussspat eine Thermoluminescenz nachgewiesen wurde.

1) Borgmann, Jour. de Phys. **7**, 671, 1898.
2) H. Becquerel, C. R. **129**, 912, 1899. Jour. de Phys. **9**, 69, 1900.

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Das Magnalium.

Von D. Kaempfer.

Als es Ende der achtziger Jahre des verflossenen Jahrhunderts gelungen war, reines Aluminium auf elektrometallurgischem Wege in beliebiger Menge und zu billigem Preise herzustellen, glaubte man in der Metallindustrie eine neue Epoche geschaffen zu haben. Die grosse Leichtigkeit des neuen Metalls allein schien ihm eine grosse Zukunft zu sichern, da es doch höchst erwünscht war, Gebrauchsgegenstände, Instrumente aller Art, die vielfach transportiert werden müssen, zu nur einem Drittel des bisherigen Gewichts in Messing, Rotguss oder Eisen herzustellen. Man begann Schlüssel, Patronenhülsen, Gefässe, physikalische und astronomische Instrumente u. a. in Aluminium anzufertigen, fand aber bald, dass das Aluminium dafür wenig oder gar nicht geeignet war, da es der notwendigen Festigkeit entbehrte und der Bearbeitung durch mechanische Werkzeuge nur schwer zugänglich war. Beim Drehen gab es trotz der Verwendung von Schmiermitteln nur kurze lose Späne, es verschmierte die Feilen und gab mangelhafte, nicht widerstandsfähige Gewinde, die sich bei erster Gelegenheit „frassen", d. h. festsetzten; auch war es unmöglich, Aluminiumflächen aufeinander reiben zu lassen, da sie sich trotz der Schmiermittel festsetzten. Die Beständigkeit gegen Luft, Feuchtigkeit und Säuren war ebenfalls

gering, alle diese Umstände schlossen eine Verbreitung des Metalls in weiterem Umfange aus, es blieb ein interessantes und wichtiges Metall, aber nur für ein beschränktes Gebiet. Als solches hatte es sich z. B. die Industrie der Doppelfernrohre gesichert, welche die Firma Voigtländer in Braunschweig schon seit 1858 in Aluminium herstellte, worin andere optische Anstalten nach erfolgter Verbilligung des Metalls nacheiferten.

Um nun dem Aluminium die für den Gebrauch notwendigen Eigenschaften zu geben, wurde es mit den verschiedensten Metallen, besonders Kupfer, Zink und Silber legiert. Es gelang dies aber nur zu einem geringen Grade. Die Festigkeit und Bearbeitungsfähigkeit wurde dadurch nur wenig gehoben, dagegen das spezifische Gewicht durch Beimengung der Schwermetalle wesentlich, von 2,64 auf 3,3 erhöht. Die den Metallurgen wohl bekannte Thatsache, dass die Eigenschaften der Metallgemenge nicht Mittelwerte der Eigenschaften der Bestandteile darstellen, musste aber weiterhin Versuche der Legierung des Aluminiums mit Leichtmetallen anregen. Denn wie die Bronze wesentlich höhere Festigkeit besitzt als ihre Bestandteile, Kupfer und Zinn, auch im übrigen andere physikalische Merkmale zeigt als diese Reinmetalle, ein Verhalten, das sich in analoger Weise bei Messing, Neusilber und vor allem bei den zahlreichen Eisen- und Stahlsorten findet, die durch Beimengung von Kohle, Wolfram, Nickel und anderen Metallen die verschiedenartigsten Eigenschaften annehmen, so musste es eine dankbare Aufgabe sein, auch für Aluminium die Beimengung zu finden, die ihm die wünschenswerten Eigenschaften der Festigkeit, Dehnbarkeit, Härte und Elastizität verlieh, welche ihm erfahrungsgemäss kein Schwermetall zu geben vermochte.

So waren auch die Bestrebungen des grossen Chemikers Wöhler, der in den sechziger Jahren in Göttingen das Metallgemenge Aluminium-Magnesium studierte, aussichtsvoll. Er wählte zu dem Aluminium das ähnliche Magnesium (siehe Annalen der Chemie u. Pharmazie 1866, S. 253), wie in der Bronze ähnliche Metalle verbunden sind; aber trotz des richtigen leitenden Gedankens fand er nur spröde Verbindungen, da er die beiden Metalle im Verhältnis gleicher Äquivalentgewichte 27,5 : 12 oder in Verhältnissen, bei welchen das Magnesium noch mehr überwog, miteinander verschmolz. Andere Forscher folgten ihm hierin, indem sie bei den von ihm erprobten Verhältnissen der Einzelmetalle stehen blieben, und wurden ebenfalls entmutigt, da sich nur spröde, nicht luftbeständige und der Bearbeitung unzugängliche Legierungen ergaben. Hat doch selbst in neuester Zeit noch ein hervorragender Forscher, Richards, in seinem ausführlichen Werke „Aluminium" 1890 über die Legierungen des Aluminiums mit Magnesium sich noch ganz ähnlich wie Wöhler geäussert, dass nämlich $Al_4 Mg$ (enthaltend 69,2% Aluminium) und $Mg_2 Al$ (enthaltend 36% Aluminium) nur äusserst spröde, im Bruch splitterige Metallgemenge seien, die technologisch unverwertbar wären und das zu einer Zeit, in welcher Aluminium schon im grössten Massstabe hergestellt und ein grosses Verwendungsgebiet dafür gesucht wurde.

Und doch hätte die Analogie mit den wichtigen Metallgemengen Bronze und Messing schon den richtigen Weg weisen müssen. Bildet doch bei diesen ein Metall stets den weit überwiegenden Bestandteil des Gemenges. Wie das Kupfer durch geringere Zusätze von anderen Metallen an Bearbeitungsfähigkeit und Härte ungemein gewinnt, so durfte man hoffen, durch planmässige Änderung bezw. Verminderung des Zusatzes an Magnesium in der Aluminium-Magnesiumlegierung auch zu technologisch brauchbaren Metallgemengen zu kommen. Dies war der erfinderische Gedanke von Dr. Ludwig Mach, als er in Wien im Jahre 1889 das Studium der Aluminium-Magnesiumverbindungen von neuem aufnahm und die Wöhlerschen Versuche systematisch ausbaute, indem er die Menge des Magnesiums in der Legierung stetig verminderte. Er war so glücklich, zu finden, dass Beimengungen von 10 bis 30 Teilen zu 100 Teilen Aluminium eine höchst bearbeitungsfähige, feste und luftbeständige Legierung ergab, die sich in jeder Beziehung der praktischen Brauchbarkeit dem Messing und Rotguss an die Seite stellen liess. Die Wöhlerschen Legierungen enthielten demgegenüber auf 100 Teile Aluminium 44,4 bis 187 Teile Magnesium, während nach Mach schon ein Zusatz von mehr als 30 Teilen Magnesium spröde, nicht bearbeitungs- und nicht luftbeständige Verbindungen ergiebt.

In weiteren Studien fand sich, dass das Magnesium als Beimengung zum Aluminium in grösserer oder geringerer Menge angewandt der Legierung in gewissen Grenzen jeden beliebigen Grad der Härte, Festigkeit und Bearbeitungsfähigkeit verlieh. 10 Teile Magnesium zu 100 Teilen Aluminium ergaben die mechanischen Eigenschaften des gewalzten Zinks, 15 Teile Magnesium die des Messinggusses, 20–25 Teile Magnesium diejenigen gezogenen Messings und der verschiedenen Arten des Rothgusses.

Als unerlässliche Vorbedingung für eine günstige Gestaltung der Legierungen muss die Reinheit der Bestandteile angesehen werden. Das von Wöhler angewandte Aluminium war durch Einwirkung von Aluminiumchloriddämpfen auf Natrium und Kalium oder nach Deville in grösserem Massstabe unter Zusatz von Kryo-

lith mittels Natrium gewonnen worden; die Verunreinigung durch Natrium lag daher nahe. Erst die elektrolytische Methode der Darstellung des Aluminiums in den letzteren Jahren lieferte ein reines Metall, welches die Machschen Erfolge allein ermöglichte. Zahlreiche Versuche führten zu der Erkenntnis, dass nur von Beimengungen wie besonders Natrium, Kohlenstoff und Stickstoff freies Aluminium durch Zusatz von 10—30 Teilen Magnesium eine ausgezeichnete Bearbeitungsfähigkeit und Festigkeit, somit praktische Brauchbarkeit erhält.

Bei diesem wichtigen Ergebnis nicht stehen bleibend, studierte Dr. Mach aber auch die Wirkung kleiner Beimengungen von Kupfer, Wolfram, Nickel und Neusilber zu seiner Legierung und fand, dass besondere Vorteile damit nicht zu erzielen seien, dass aber auch keine Nachteile daraus entstanden, sofern das spezifische Gewicht der Legierung das des Reinaluminiums nicht überschritt. Nur die Beimengung von Antimon (10—15%) bringt einen für manche Fälle schätzbaren Vorteil mit sich, nämlich den der Erhöhung des Schmelzpunktes, der bei der Machschen Aluminium-Magnesium-Legierung bei 700° C. liegt, bis auf Weissgluthitze. Geringere Zusätze an Magnesium als 10% geben ein vorzügliches, dichtes Walzmaterial, das für Herstellung von Blechen und Rohren unübertrefflich ist, während die 10—30proz. Legierung für Gusszwecke allein dient.

Es ist hier schon leicht zu übersehen, dass durch den grösseren oder geringeren Gehalt an Magnesium ein Regulator für die Eigenschaften der Legierung gegeben ist, ähnlich wie durch das Zinn in der Bronze, die dadurch die verschiedenartigsten Eigenschaften erhalten kann, wodurch sie für die zahlreichen Verwendungszwecke als Glocken-, Geschütz-, Kunstbronze u. s. w. befähigt wird. Der Erfinder begreift nun mit Recht nach Analogie der Bronze auch alle seine bearbeitungsfähigen Aluminium-Magnesium-Verbindungen unter einen Namen, Magnalium, der aber nach Vorstehendem als Gesamtname einer Reihe ähnlicher, nach dem Magnesiumgehalt (bis 30 Teile auf 100 Teile Aluminium) wechselnder Metallverbindungen aufzufassen ist.

Dr. Mach hat aber nicht versäumt, auch die höherprozentigen Wöhlerschen Legierungen unter Anwendung der ihm zu Gebote stehenden reineren Metalle auf ihre Eigenschaften zu prüfen. Zwar sind die Verbindungen hart und spröde, aber bei sorgfältigem Zusammenschmelzen unter einem indifferenten Flussmittel (z. B. Chlorkalium), das die Absorption von Gasen (Stickstoff) verhinderte, erhielt er dichte Güsse, die ein der Politur im höchsten Grade zugängliches Material ergaben. Es gelang ihm dadurch, vorzügliche Metallspiegel herzustellen (Verhältnis des Aluminiums zu Magnesium wie 2 : 1, 1,25 : 1 und der Atomgewichte 27 : 24,3), die an Politur- und Reflexionsfähigkeit, sowie in der Luftbeständigkeit den Glassilberspiegeln überlegen sind. Somit übertreffen diese Spiegel bei der Reflexion auch alle anderen bekannten Spiegelkompositionen bedeutend, haben vor diesen aber die wunderbare Leichtigkeit, das spez. Gewicht 2—2,3 voraus, während die anderen Spiegellegierungen ein spez. Gewicht von 7—8,5 besitzen. Man darf daher hoffen, dass die Technik der astronomischen Reflektoren daraus den grössten Vorteil ziehen werde, da der Magnaliumspiegel den gefährlichen, die guten Eigenschaften der anderen Metallspiegel so sehr beeinträchtigenden Verbiegungen so viel weniger ausgesetzt ist, aber auch luftbeständiger ist als der Glassilberspiegel und das Ultraviolett nicht so stark absorbiert wie dieser. Über diese spezielle Legierung hat Dr. L. Mach in Gemeinschaft mit Dr. Victor Schumann einen Aufsatz in den Sitzungsberichten der Kais. Akademie der Wissenschaften in Wien, Bd. 108, Februar 1899, erscheinen lassen, worin die technologischen Studien und die optischen Untersuchungen über dieses Spiegelmetall niedergelegt sind.

Gehen wir nun auf die technischen Eigenschaften des 10—30 prozentigen Magnaliums näher ein, so finden wir durch die Erfahrungen der namhaftesten optischen und mechanischen Werkstätten bestätigt, dass sich das Metall leicht in jede beliebige Form giessen lässt und die so gewonnenen Gussstücke jeder Bearbeitung durch mechanische Werkzeuge leicht zugänglich sind. Magnalium lässt sich wie Messing in langen zusammenhängenden Spänen drehen, vorzüglich bohren und fräsen, die Gewinde sind scharf, rein und fest, schmieren gar nicht und setzen sich nicht fest. Die Bearbeitung mit der Feile ist etwa wie bei weichem Messing, die Feile reisst nicht und verschmiert nicht, so dass auch die feinsten Feilen verwendbar sind. Von Wichtigkeit ist ferner, dass sich aus Magnalium gegossene und gezogene Rohre leicht und ohne sich zu fressen ineinander verschiebbar machen lassen. Das Metall ist einer hohen, silberweissen, haltbaren Politur fähig, andererseits lässt es sich vorzüglich schwärzen. Magnalium ist hart, es lässt sich nicht wie Reinaluminium mit dem Messer schneiden; die Härte und Festigkeit sind so bedeutend, dass sich daraus Hahnwirbel, Triebe, Zahnräder, Achsen und selbst Schlüssel herstellen lassen. Schon der feinkörnige, stahlartige Bruch zeigt die grosse Überlegenheit dem Aluminium gegenüber, das einen grobkörnigen, zinkartigen Bruch besitzt, das spezifische Gewicht ist $2{,}52 \pm 0{,}03$, während das des Reinaluminiums 2,7, der Aluminium-Kupferverbindungen etc. 3 bis 3,4 ist.

Die technischen Vorzüge, die das Magnalium den Reinaluminium und den Schwerlegierungen des Aluminiums gegenüber besitzt, werden nun nach erfolgter Patentierung der neuen Legierungen in allen Kulturstaaten von der zu diesem Zwecke gebildeten Deutschen Magnalium-Gesellschaft m. b. H. Berlin SW. für den gesamten Instrumenten- und Maschinenbau ausgenützt. Bisher haben besonders optische und elektrotechnische Fabriken wie Voigtländer & Sohn in Braunschweig, Siemens & Halske, Berlin, viele Armaturen-, Automobilfabriken u. a. m. das neue Metall in die Betriebe eingeführt, wo es auch immer weitere Verbreitung gewinnt. Die Gesellschaft führt Güsse selbst aus oder giebt Rohmagnalium mit Giessvorschriften, Bleche und Rohre ab, so dass den Anforderungen in jeder Weise genügt werden kann. Für den physikalischen Instrumentenbau ist von äusserster Wichtigkeit die Unempfindlichkeit des Magnaliums gegen Witterungseinflüsse, es rostet nicht, auch seine Widerstandsfähigkeit gegen Ammoniakdämpfe und schweflige Säure ist bedeutend. Für Gebrauchsgegenstände ist dagegen die Leichtigkeit des Vergoldens und Vernickelns nützlich.

Für alle Verwendungszwecke von durchschlagender Bedeutung ist aber auch die überraschend grosse Zugfestigkeit. Lässt schon der stahlartige Bruch der Magnaliumgussstücke auf ein günstiges Verhalten in dieser Hinsicht schliessen, so ist es doch merkwürdig, dass die Zugfestigkeit durchschnittlich 20—24 kg pro 1 qmm beträgt, während die des Aluminiums nur 7 kg, die des Messings 17 kg ist. Auch die Lötungsfrage scheint eine günstige Lösung gefunden zu haben, so dass einer allseitigen technischen Verwendung wohl bald nichts mehr im Wege stehen dürfte.

Für Physiker ist natürlich das elektrische Verhalten von Interesse. Es wird jetzt eifrig studiert; bisher wurde festgestellt, dass die Leitfähigkeit wesentlich höher als beim Reinaluminium ist.

Es dürfte noch der Preis des Magnaliums in Frage kommen. Unter Berücksichtigung des Umstandes, dass das spez. Gewicht des Magnaliums weniger als ein Drittel des Messings ist, findet man, dass gleiche Volumina beider Legierungen in grossen Gussstücken im Preisverhältnis von 2 : 3, in kleinen Gussstücken von 1 : 2 zu einander stehen. Das im Beginn noch schwierige Gussverfahren des Magnaliums und der hohe Preis des Magnesiums, jetzt noch 18 Mk. für 1 kg, bringen diesen grossen Preisunterschied hervor, der aber für wissenschaftliche Instrumente u. a. wohl nicht so sehr ins Gewicht fallen dürfte, namentlich wenn eine leichte Transportfähigkeit in Frage kommt. Auch darf man hoffen, dass das reine Magnesium auf den grösser werdenden Bedarf hin sich bald wesentlich verbilligen wird, da das Rohmaterial, aus dem es gewonnen wird, ähnlich wie beim Aluminium, wertlos und überall zu haben ist.

(Eingegangen am 26. Januar 1901.)

BESPRECHUNGEN.

C. Liebenow, Die atmosphärische Elektrizität, ihre Verteilung und wahrscheinlichen Ursachen. gr. 8. VII u. 40 Seiten. Halle a. S., Wilh. Knapp. 1900. Preis M. 2.—

Der Verfasser sucht in vorliegendem Werke eine einheitliche Theorie der Luftelektrizität zu geben und diese nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ zu stützen. Grundlage ist des Verfassers thermodynamische Theorie der Thermoketten, über die ja schon eine reichhaltige Litteratur entstanden ist. Voigt hat gezeigt, warum diese Theorie mit den Thatsachen vereinbare Resultate giebt, obwohl das zur Ableitung der Gleichung dienende Verfahren angefochten werden muss. Diese Gleichung lautet

$$dE = 2.04\sqrt{\frac{WL}{T}}\,dT,$$

worin E die E. M. K. in Volt, T die absolute Temperatur, W der elektrische Widerstand in Ohm, L die thermische Leitfähigkeit in g-cal. Für die Luft als Dielektrikum gilt nach dem Verfasser das positive Zeichen der Wurzel, d. h. der Wärme- und der elektrische Strom verlaufen beide radial von der Erde weg.

Wie bei allen erdelektrischen Untersuchungen ist W eine unbekannte Grösse, da aber Messungen über das Potentialgefälle in der Atmosphäre existieren, so lässt sich daraus W berechnen. Ausserdem berechnet der Verfasser W aus Messungen der Elektrizitätszerstreuung in Luft, die Coulomb seinerzeit angestellt hat.

Nach seiner Formel erhält er $W = 1{,}2 \cdot 10^{11}$ bis $1{,}2 \cdot 10^{16}\,\Omega$ aus den Messungen von Coulomb $1{,}8$ bis $6{,}8 \cdot 10^{16}\,\Omega$, was er als eine genügende Unterstützung seiner Formel betrachtet.

Die Berechnung von W nach dieser Formel basiert auf den Beobachtungen des Potentialgefälles von Le Cadet, die dieser bei einer Fahrt im Ballon erhielt, streng genommen jedoch nur auf vier Mittelwerten für die Höhen

1429, 2370, 3150, 4015 m Erhebung über die Erdoberfläche. Diese Mittelwerte werden durch eine Experimentalformel des Erdradius dargestellt, und es ergiebt sich daraus ein bestimmter Wert des Radius $R + h_0 = R_0$, wo die Dichte ϱ Null wird. Innerhalb der Kugel mit R_0 als Radius liegt alle negative, ausserhalb alle positive Elektrizität. h_0 berechnet sich so zu etwas über 10 km. Verfasser giebt eine Übersicht über die berechnete Verteilung der Elektrizität in der Atmosphäre, die, soweit die Le Cadetschen Zahlen richtig sind, ebenfalls richtig ist.

Nunmehr verwendet er seine thermodynamische Formel und findet mit einem etwas zu kleinen Betrage für die Abnahme der Temperatur mit der Höhe $dE/dT = 9525$ Volt und den weiter oben mitgeteilten Wert für W. Mit diesem Werte von W greift er die Hypothese an, wonach die Erde von ihrer Entstehung an eine gewisse Elektrizitätsmenge besitzt. Nach des Verfassers Ansicht müsste während der Nacht alle Elektrizität durch Leitung verloren gehen. Einerseits ist es aber sehr wahrscheinlich, dass die Vorgänge im Erdkörper stets genügenden Ersatz abgeben würden und andererseits darf man nie ausser acht lassen, dass stets nur eine Hälfte der Erde von der Sonne unbestrahlt ist.

Bedeutend komplizierter gestalten sich die Betrachtungen über Gewitter- und Wolkenelektrizität. Jeder Regentropfen spielt für den Verfasser nunmehr die Rolle der Erde, indem er negativ wird, wenn die Luft kälter ist und umgekehrt. Durch die Gesamtwirkung aller Tropfen wird die Wolke polarisiert. Ihre Eigenladung hindert die Tropfen am Herunterfallen, doch genügt nach des Verfassers Rechnungen die Erdschwere gerade noch, um sie zum Fallen zu bringen, also die Spannungen zu vergrössern. Daher die stärkeren Entladungen bei einem Gewitter.

Weist dieser Teil schon sehr viele Hypothesen auf, so nehmen diese bei der Ausdehnung auf Polarlichter an Anzahl bedeutend zu. Es sei nur erwähnt, dass Gewitter auf der Sonne zu Hilfe geholt werden und die Nordlichter gewissermaassen als Frittröhren hingestellt werden, da sie Glimmentladungen zwischen Eisnadeln sein sollen und auf Wellen reagieren, die von der Sonne ausgehen. Diese Ansichten sind namentlich auch in einem Vortrage des Verfassers (Elektrot. Zeitschr. **21**, S. 965) entwickelt, wo sich auch ein Vergleich der Nordlichtströme mit den Vorgängen in der Dynamomaschine vorfindet. Der Magnet ist die Erde, der Stromkreis aus zwei oben und unten verbundenen Nordlichtern gebildet, der Erfolg eine Abnahme der Winkelgeschwindigkeit der Erde.

Selbst wenn die Grundformel einwandsfrei wäre, so gilt sie doch nur für ein Medium von überall gleicher Dichte. Indem Le Cadets Messungen zur Berechnung des Widerstandes benutzt werden, enthalten sie implizite dW/dh, wogegen die Coulombschen Zerstreuungsmessungen unter vollem Atmosphärendrucke vorgenommen worden sind.

Bei der Ausdehnung auf die elektrischen Umsetzungen in der Atmosphäre gelingt es dem Verfasser nur dann bestätigende Zahlwerte zu erhalten, wenn er sich in Widerspruch zu Kohlrausch und Riecke setzt. Und gar in Bezug auf Nordlichter wird die Theorie verwickelter als irgend eine der übrigen heute bestehenden; es werden so viel gelegentliche und schätzungsweise Beobachtungen und Erfahrungen herangeholt, dass das Bestreben der übrigen Arbeit, Zahlenbeweise zu geben, ganz verdunkelt wird.

Als Durchführung einer Idee über die Luftelektrizität ist dies Werk recht interessant, wenn es auch weder die thermoelektrische Natur der Luftelektrizität nachweisen, noch aus der Verteilung dieses meteorologischen Elementes des Verfassers thermodynamische Theorie der Thermoketten unterstützen kann.

A. Nippoldt.

(Eingegangen 13. Dezember 1900.)

Briefkasten.

An die Herausgeber der Physikalischen Zeitschrift!

Ich werde auf einen in der Physikalischen Zeitschrift vom 5. Januar 1901 erschienenen Artikel von Ernst Dorn aufmerksam gemacht, betitelt „Bemerkung zu der Mitteilung von Rutherford u. McClung, über die Energie der Becquerel-Röntgenstrahlen.“ Darin erwähnt der Verfasser seine eigene und Moffats Arbeit über die Bestimmung der Energie der Röntgenstrahlen, offenbar in der Meinung, dass diese Arbeit von den Verfassern übersehen worden sei. Ich möchte hier erwähnen, dass wir von den hervorragenden Untersuchungen von Dorn u. Moffat vollständig Kenntnis hatten, und dass auf dieselben in der vollständigen Abhandlung ausführlich Bezug genommen wird, welche gegenwärtig in den Transactions of the Royal Society of London erscheint. Der kurze Auszug der Arbeit in den Proc. Roy. Soc., aus der die Mitteilung in dieser Zeitschrift entnommen war, war nur eine kurze vorläufige Bekanntmachung der erhaltenen Resultate. Es lag nicht in unserer Absicht, darin einen historischen Überblick über die Arbeit früherer Forscher zu geben, sondern das wurde für die vollständige Veröffentlichung aufgespart.

Ergebenst E. Rutherford.

McGill University, Montreal, Febr. 3. 1901.

(Aus dem Englischen übersetzt von H. Th. Simon.)

Personalien.

An der Universität Strassburg hat sich der Assistent des Physikalischen Instituts Dr. J. Zenneck als Privatdozent für Physik habilitiert.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.